

3. Фукс И. М., Штагер Е. А. Препринт ИРЭ АН УССР № 91. — Харьков, 1977.  
 4. Гусаковский В. Е., Штагер Е. А. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 7, с. 1317.

Поступила в редакцию  
 7 февраля 1983 г.,  
 в окончательном варианте  
 7 февраля 1984 г.

УДК 621.396.677

## К ИССЛЕДОВАНИЮ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Э. М. Инспекторов, Г. И. Тодорева

При исследовании ближнего поля зеркальных антенн необходим точный учет дифракции на кромках зеркала. При анализе обычно применяются различные модификации токового метода или метода геометрической теории дифракции (ГТД). Ток на зеркале определяется из решения интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода или интегродифференциального уравнения [1-3]. Эти методы развиты для бесконечно тонких экранов и не позволяют учесть конечную толщину кромок. Метод ГТД и его модификации [4] дают достаточную точность, когда радиус закругления кромки  $a$  близок к длине волны ( $ka \geq 5$ ).

В работе рассмотрен вариант токового метода, позволяющий учесть влияние конечной толщины и радиуса закругления кромки, а также покрытия из радиопоглощающего материала (РПМ). Ток на зеркале определяется из решения интегрального уравнения Фредгольма 2-го рода, рассмотрена двумерная задача и случай  $H$ -поляризации.

Возможность применения интегрального уравнения Фредгольма 2-го рода при исследовании дифракции на тонких экранах показана в [5]. В отличие от [5], где рассмотрена идеально проводящая поверхность, уравнение для рефлектора конечной проводимости имеет вид

$$I_{u_2}^2(u_{2p}) - 2 \oint_l I_{u_2}^2(u_2) \left[ \frac{\partial G}{\partial u_1} - i\omega\epsilon G Z(u_2) \right] dl = 2 \int_{l_{ct}} \left( j_{u_2}^{e,ct} \frac{\partial G}{\partial u_1} + j_z^{m,ct} i\omega\epsilon G \right) dl. \quad (1)$$

Здесь  $l$  — контур рефлектора,  $l_{ct}$  — контур, на котором заданы сторонние токи,  $Z(u_2)$  — поверхностный импеданс рефлектора. Метод численного решения уравнения (1) рассмотрен в [5].

Поле в области вне контура  $l$  определяется как сумма поля сторонних токов и поля токов, наведенных на рефлекторе. Для компоненты  $H_z$  имеем

$$H_z = - \oint_l I_{u_2}^2(u_2) \left[ \frac{\partial G}{\partial u_1} - i\omega\epsilon G Z(u_2) \right] dl - \int_{l_{ct}} \left( j_{u_2}^{e,ct} \frac{\partial G}{\partial u_1} + j_z^{m,ct} i\omega\epsilon G \right) dl. \quad (2)$$

Изложенный метод применим для анализа зеркал любого профиля, а также двухзеркальных антенн.

Исследования проведены для рефлектора в виде параболического цилиндра, возбуждаемого  $E$ -секториальным рупором (см. рис 1). Рассмотрены значения  $D/\lambda = 12,5$  и  $25$ ,  $F/D = 0,25$  и  $0,75$ ,  $a/\lambda = 0,05 \div 1,0$ . Кроме идеально проводящего рассмотрен рефлектор с установленным на участке  $bcd$  РПМ.

Учет влияния РПМ осуществлен заданием соответствующего импеданса  $Z(u_2)$ . Если для РПМ справедливы граничные условия Леонтьевича, то  $Z(u_2)$  определяется только параметрами материала:

$$Z(u_2) = W \sqrt{\mu_r / \epsilon_r}. \quad (3)$$

Здесь  $\mu_r$  и  $\epsilon_r$  — комплексные относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости материала (параметры РПМ взяты из [6]).

Исследование распределения тока показало, что на освещенной стороне ток осциллирует вокруг приближения физической оптики ( $2H_{tg}^{pad}$ ). На рис 2 приведено распределение тока для участка  $bcd$  в функции расстояния  $l$  от точки  $c$ . Результаты приведены для  $D = 12,5\lambda$ ,  $F/D = 0,75$  и уровня облучения кромки —  $4,4 \text{ dB}$  при различных  $a$ . Сплошная линия соответствует  $a = 0,05\lambda$ , штриховая —  $a = 0,5\lambda$  и штрихпунктирная —  $a = \lambda$ . Пунктиром показано значение  $2H_{tg}^{pad}$ . На величину отклонений от  $2H_{tg}^{pad}$  влияют радиус закругления и уровень облучения кромки. При  $a = 0,05\lambda$

максимальное отклонение от  $2H_{tg}^{\text{пн}}$  составляет 13,5%, а при  $a=0,5\lambda$  — 5,5%. С уменьшением уровня облучения кромки отклонения уменьшаются. Крестиками дано распределение тока для  $a=0,5\lambda$ , когда на участке  $bcd$  длиной  $2\lambda$  установлен РПМ

При исследовании ближнего поля рассмотрены две области.  $y < F$  и  $y > F$ . При  $y < F$  суммарное поле является суперпозицией падающего и отраженного от рефлектора полей. При  $y > F$ , если пренебречь задним излучением облучателя, суммарное поле определяется только отраженным от рефлектора полем. Компонента  $H_z$  определялась в плоскостях  $y = \text{const}$  в области  $0 < x < D/2$  с шагом  $0,2\lambda$

При  $y < F$  распределение амплитуды суммарного поля носит резко осциллирующий, лепестковый характер.

Амплитуда и фаза отраженного поля осциллируют вокруг значений, рассчитанных в приближении физической оптики. С увеличением расстояния от раскрыва увеличиваются период и величина осцилляций. Так для  $D=12,5\lambda$ ,  $F/D=0,75$ ,  $a=0,5\lambda$  и уровня облучения кромки  $-4,4 \text{ dB}$  отклонения фазы в плоскости  $y=F+\lambda/2$  в 4 раза, а отклонения амплитуды в 3—4 раза больше, чем в плоскости раскрыва (сравнение на интервале  $0 < x < 4\lambda$ ). Период осцилляций в плоскости раскрыва равен  $0,5\lambda$ , а в плоскости  $y=F+\lambda/2$  —  $1,8\lambda$ .

На рис. 3 приведена зависимость отклонения фазы  $\Delta\phi$  от приближения физической оптики в функции координаты  $x$  для плоскости  $y=F+\lambda/2$ . Сплошная линия соответствует  $D=25\lambda$ ,  $F/D=0,75$  и спаду поля  $-4,4 \text{ dB}$ , штриховая —  $D=25\lambda$ ,  $F/D=0,25$  и спаду поля  $-9,2 \text{ dB}$ ; штрихпунктирная —  $D=12,5\lambda$ ,  $F/D=0,75$  и спаду поля  $-4,4 \text{ dB}$ . Для этих вариантов рефлектор идеально проводящий и  $a=0,5\lambda$ . Пунктирная линия соответствует  $D=12,5\lambda$ ,  $F/D=0,75$ ,  $a=0,5\lambda$  и спаду поля  $-4,4 \text{ dB}$ . На участке  $bcd$  длиной  $2\lambda$  в этом случае установлен РПМ.

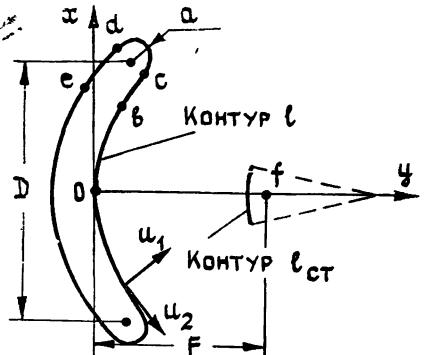


Рис. 1.

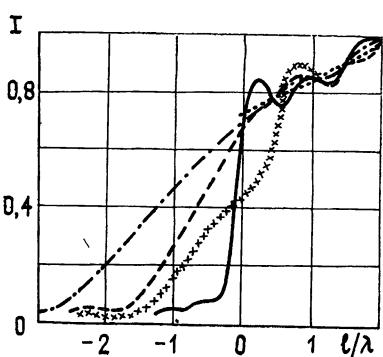


Рис. 2.

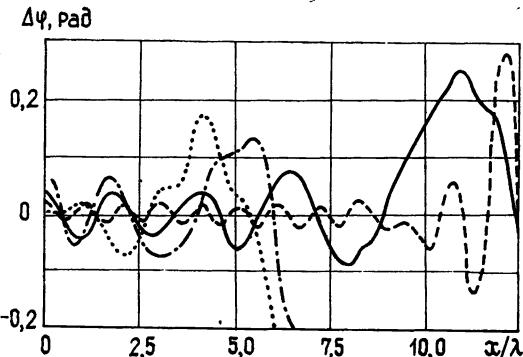


Рис. 3.

С увеличением  $a$  отклонения фазы  $\Delta\phi$  уменьшаются. Так для  $D=12,5\lambda$ ,  $F/D=0,75$  и спада поля  $-4,4 \text{ dB}$  увеличение  $a$  с  $0,05\lambda$  до  $0,5\lambda$  уменьшает  $\Delta\phi$  в плоскости раскрыва и в плоскости  $y=F+\lambda/2$  примерно в 1,4 раза (сравнение на интервале  $0 < x < 3\lambda$ ). С уменьшением уровня облучения кромки ( $-10 \text{ dB}$  вместо  $-4,4 \text{ dB}$ )  $\Delta\phi$  уменьшается в 1,5—2 раза. Установка на кромках РПМ не дает заметного уменьшения  $\Delta\phi$  в плоскости раскрыва. В плоскости  $y=F+\lambda/2$  удается значительно снизить  $\Delta\phi$  лишь в ограниченной области вблизи центра раскрыва. Вероятно, большего эффекта можно достичь путем одновременной оптимизации геометрии кромки.

Отклонения амплитуды, в основном, подчиняются тем же закономерностям. Для  $D=12,5\lambda$ ,  $F/D=0,75$ ,  $a=0,5\lambda$  и спада поля  $-4,4 \text{ dB}$  отклонения в плоскости раскрыва при  $x \rightarrow 0$  не превышают 0,5%, а при  $x \rightarrow D/2$  составляют 7,5%. В плоскости  $y=F+\lambda/2$  они составляют 3 и 10% соответственно. С увеличением расстояния от раскрыва увеличивается спад амплитуды отраженного поля при  $x \rightarrow D/2$ . Увеличение  $a$  для  $F/D=0,75$  уменьшает осцилляции в плоскости раскрыва сильнее, чем в плоскости  $y=F+\lambda/2$ .

Исследования показали, что с целью минимизации отклонений в области  $y > F$  наиболее эффективно использование короткофокусных зеркал с увеличенным радиусом закругления кромки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров Е. В., Пименов Ю. В. Численный анализ дифракции радиоволн.— М.: Радио и связь, 1982, с. 57; 164.
2. Вяхирев Н. И., Кудин В. П. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1983, 26, № 8, с. 79.
3. Давыдов А. Г., Захаров Е. В., Пименов Ю. В. — ДАН СССР, 1983, 269, № 2, с. 329.
4. Бахрах Л. Д., Галимов Г. К. Зеркальные сканирующие антенны.— М: Наука, 1981, с. 78.
5. Инспекторов Э. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 10, с. 1099
6. Висси О. М., Franceschetti G. — IEEE Trans., 1971, AP-19, № 5, р. 96

Гомельский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
6 февраля 1984 г.

УДК 538.81; 535.8

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ СЛУЧАЙНОГО ФАЗОВОГО ТРАНСПАРANTA ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО СВЕТА

В. Г. Волостников, В. В. Котляр, А. Н. Малов

1. Задача нахождения статистических характеристик шероховатой поверхности по измерениям интенсивности рассеянного когерентного света является актуальной в бесконтактной диагностике поверхностей промышленных изделий [1, 2]. Однако в литературе должного освещения не получил вопрос о возможности уменьшения необходимого числа измерений для однозначного решения обратной задачи (например, нахождение характеристической функции рассеивающей поверхности по измерениям средней интенсивности спектр-поля). Представляет интерес выяснить условия, при которых достаточно проводить измерения интенсивности не на некоторой плоскости наблюдения, перпендикулярной направлению распространения светового поля, а либо на прямой, лежащей в этой плоскости, либо на прямой, перпендикулярной этой плоскости. Интерес к такого рода задаче стимулируется возможностью реализации измерения интенсивности спектр-поля вдоль прямой линии с использованием линеек приборов с зарядовой связью (ПЗС), которые обладают более стабильными параметрами и более высокой степенью однородности отклика вдоль линии, чем соответствующие матрицы приемников. Кроме того, снижение массы измеряемых данных существенно для последующей машинной обработки.

В настоящей работе показано, что для изотропных рассеивателей характеристическая функция случайного экрана однозначно восстанавливается по измерениям средней интенсивности на прямой, лежащей в плоскости наблюдения, или на прямой, лежащей вдоль направления распространения светового поля, если выполнено условие

$$aD/\lambda z \approx 1, \quad (1)$$

где

$$a \approx \begin{cases} r_c & \text{при } \sigma \ll 1, \\ r_c/\sigma & \text{при } \sigma \gg 1 \end{cases}$$

$r_c$  — радиус корреляции неровностей,  $\sigma$  — среднеквадратичная высота неровностей в длинах волн,  $D$  — линейный размер ограничивающей транспарант апертуры,  $\lambda$  — длина волны света,  $z$  — расстояние от транспаранта до плоскости наблюдения.

Из работ [3, 4] следует возможность однозначного восстановления характеристической функции шероховатой поверхности (или случайного экрана) для изотропных рассеивателей по измерениям средней интенсивности вдоль прямой, лежащей в плоскости наблюдений в зонах Фраунгофера и Френеля, если

$$aD/\lambda z \ll 1. \quad (2)$$

При этом условии форма апертуры, ограничивающей транспарант, и вид функции освещения не сказываются на возможности однозначного восстановления характеристической функции.